

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОД ЯДЕРНОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА В $\text{RbMnF}_3$

С.А.Говорков, В.А.Тулин

В кубическом антиферромагнетике  $\text{RbMnF}_3$  исследовался ядерный магнитный резонанс в условиях сильного динамического сдвига частоты. Обнаружено отклонение спектра ЯМР от стандартной зависимости в районе пересечения мод ядерного магнитного резонанса. Отклонение возрастает с увеличением угла между направлением магнитного поля и осью [001] образца. Обсуждается сложное поведение ЯМР вблизи точки пересечения.

$\text{RbMnF}_3$  в настоящее время является одним из широко изученных антиферромагнетиков. Это один из немногих известных антиферромагнетиков, обладающих кубической симметрией. Следствием этого является низкое значение эффективного поля анизотропии, малая величина поля опрокидывания подрешеток, выше которого магнитная структура удобна для описания. С другой стороны за магнитные свойства этого кристалла ответственен ион  $\text{Mn}^{++}$ , ядро которого обладает ядерным магнетизмом. Это приводит к связи колебаний электронной и ядерной магнитных систем, что вследствие совместных колебаний электронной и ядерной намагниченностей приводит к своеобразному спектру ЯМР известному под названием "динамического сдвига частоты" или "pulling". Анализ этого явления дан в работе Де Жена и др. [1].

Спектр антиферромагнитного резонанса в  $\text{RbMnF}_3$  был изучен в работах Теанеу, Fraiser [2,3]. Для магнитного поля, больше его поля опрокидывания подрешеток, направленного вдоль оси [100], он описывается формулами

$$\omega_{e1}^2 = \gamma_e^2 \left[ H^2 - \frac{3}{2} H_A H_E + 2H_E H_N \right], \quad (1)$$

$$\omega_{e2}^2 = \gamma_e^2 \left[ 3H_A H_E + 2H_E H_N \right]. \quad (2)$$

Ядерный резонанс в этом веществе был изучен в работе Witt, Neeger [4], он хорошо соответствует формулам теории [1].

$$\omega_{n1}^2 = \omega_{n0}^2 \left( 1 - \frac{\omega_{eN}^2}{\omega_{e1}^2} \right). \quad (3)$$

Вторая ветвь ядерного резонанса, соответствующая взаимодействию с независимой от поля ветвью АФМР, обнаружена при исследовании затухания звука в  $\text{RbMnF}_3$  в работе [5], описывается формулой (3) с индексом 2. Здесь  $\gamma_e$  — гиромангнитное отношение для электрона,  $H$  — внешнее магнитное поле,  $H_A$  — поле кристаллической анизотропии,  $H_E$  — обменное поле,  $H_N$  — эффективное поле, создаваемое ядрами на электронах за счет сверхтонкого взаимодействия,  $\omega_{n0}$  — частота ЯМР в сверхтонком поле электронов и  $\omega_{eN}^2 = \gamma_e^2 2H_E H_N$ .

Мы исследовали зависящую от поля ветвь ЯМР — уравнение (3) с индексом 1. Ядерный резонанс в  $\text{RbMnF}_3$  наблюдается на частотах порядка 500 мГц, что приводит к своеобразному высокочастотному контуру. Образец помещался в четырехвитковую медную катушку подсоединенную к 75-омному кабелю, который вместе с фазовращателем (линией переменной длины) представляет резонатор. Меняя длину резонатора с помощью фазовращателя, можно в широком пределе менять резонансную частоту. Таким образом можно легко перекрыть необходимый для исследования частотный диапазон. Образец размещался в катушке контура между полюсами электромагнита. Линия ЯМР записывалась при фиксированной частоте, прохождением по магнитному полю. Эксперимент проводился при температуре 1,24 К. Образец был ориентирован так, что ось катушки совпадала с осью [001]. Магнитное поле могло вращаться в плоскости (010).

На рис. 1 представлена общая картина спектра ядерного магнитного резонанса при направлении внешнего магнитного поля параллельном оси [001] образца. При магнитном поле несколько меньше 4 кэ наблюдается ступенькообразное искажение спектра. При отклонении магнитного поля от направления [001] наблюдается усиление искажения спектра до появления расщепления, как это показано на рис. 2 для угла  $7^\circ$ . При дальнейшем увеличении угла спектр ЯМР смещается в соответствии с анизотропией и уменьшается средняя частота искажения спектра ( $14^\circ$ ). При этом расщепление приобретает более простой вид. На рис. 3 представлены записи линии поглощения при ЯМР в области расщепления для угла  $7^\circ$ , где видны перекачка интенсивности из одной ветви в другую, довольно долгое сосуществование двух ветвей параллельно и наличие некоторой третьей ветви (для частоты 464 мГц).

Таким образом эксперимент показывает, что в некоторой области частот (около 450 мГц) существует связь колебаний зависящей от поля ветви ЯМР с какой-то внутренней колебательной системой. Параметры этой системы соответствуют независимой от поля ветви ЯМР (уравнение (3) с индексом 2). Эта связь возрастает с увеличением отклонения постоянного магнитного поля от направления [001] кристалла. Но картина связи выглядит гораздо сложнее, чем можно было бы ожидать для двухсвязной системы мод ЯМР. В случае двухсвязной системы асим-

птотика поведения ветвей вдали от области пересечения должна стремиться к поведению невзаимодействующих колебаний, что как видно не наблюдается на эксперименте.

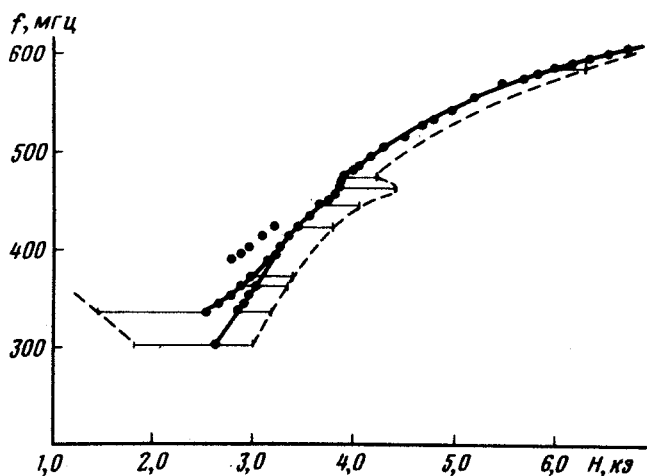


Рис. 1. Зависимость чистоты ЯМР в  $\text{RbMnF}_3$  от магнитного поля. Сплошная кривая соответствует максимумам поглощения, пунктирная ограничивает ширину линии

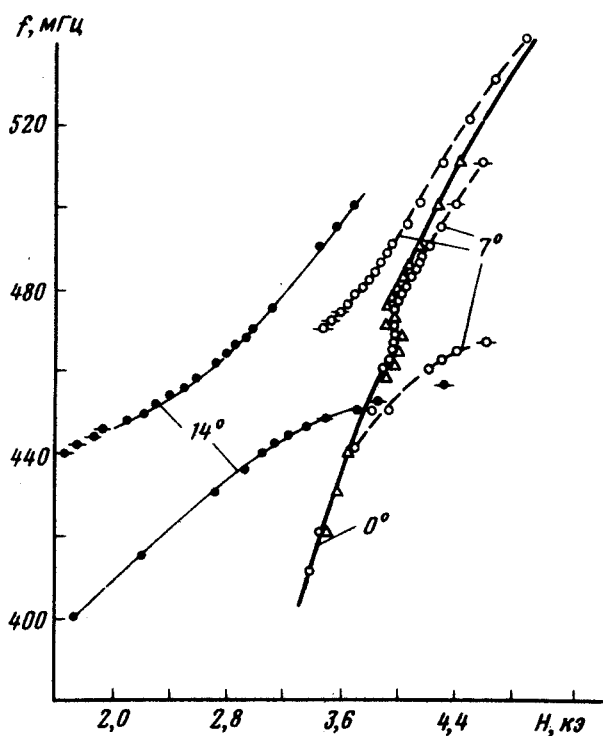


Рис. 2. Влияние отклонения магнитного поля от оси  $[001]$  образца на спектр ядерного магнитного резонанса

Характер расщепления для поля направленного под углом  $7^\circ$  к оси  $[001]$  (рис. 2) показывает наличие двух адитивных механизмов взаимо-

действия, один из которых отвечает расщеплению, другой искажению спектра в области 465 мГц. Сложное поведение ветвей ЯМР вблизи расщепления, которое частично можно списать на доменную структуру образца, все-таки указывает на участие во взаимодействии какой-то третьей колебательной системы.

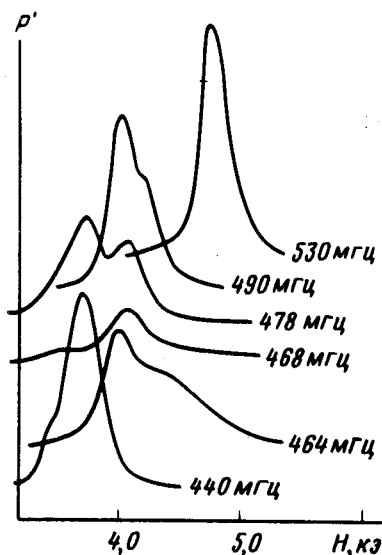


Рис. 3. Форма линии ядерного магнитного резонанса при переходе через точку пересечения. Угол между направлением магнитного поля и осью [001] равен  $7^{\circ}$

Что касается механизмов взаимодействия, то их можно указать два. Оба они связаны с нарушением симметрии. Поскольку в условиях динамической связи [1] спектр ЯМР отражает спектр антиферромагнитного резонанса, можно предположить, что аналогичным образом ведут себя и моды АФМР. На возмущение спектра АФМР вблизи точки пересечения указано в работе Hinderks [6]. Влияние отклонения направления магнитного поля от симметричного на связь между модами АФМР изучалось в работе Боровика-Романова и Прозоровой [7] в  $MnCO_3$ . Нарушение симметрии, вызванное косым направлением поля, приводит к тому, что невзаимодействующие ветви АФМР, являющиеся ранее собственными частотами антиферромагнетика, уже не будут таковыми. Расчет, выполненный в работе [7], показал хорошее согласие с экспериментом. К аналогичным результатам приведут и внутренние напряжения в кристалле, связанные с дефектной структурой и магнитоупругими свойствами. Эти напряжения приведут к искажениям кубической структуры образца и к новым собственным колебаниям.

Сложный характер поведения спектра вблизи точки пересечения, не позволяет получить ясную картину, имевшую место в [7]. С другой стороны эта сложность может указывать на участие во взаимодействии третьей системы, вероятнее всего фононов. В заключение авторы выражают большую благодарность В.И.Ожогину и А.Ю.Якубовскому за любезно предоставленный образец  $RbMnF_3$ , на котором выполнены эти исследования.

## Литература

- [1] P.G.de Gennes, P.Pincus, F.Hartman-Boutron, T.M.Winter. Phys. Rev., **129**, 1105, 1963.
- [2] D.T.Teaney, M.J.Freiser, R.W.H.Stevenson. Phys. Rev. Lett., **9**, 212, 1962.
- [3] M.J.Freiser, D.T.Teaney, P.E.Seiden. Phys. Rev. Lett., **10**, 293, 1963.
- [4] A.J.Heeger, D.T.Teaney. J. Appl. Phys., **35**, 846, 1964.
- [5] J.B.Merry, D.I.Bolef. Phys. Rev., **4B**, 1572, 1971
- [6] L.W.Hinderks. Докторская диссертация.
- [7] А.С.Боровик-Романов, Л.А.Прозорова. Письма в ЖЭТФ, **4**, 57, 1966.
-